

14. Braeckman B., Brys K., Rzeznik U., et al. Cadmium pathology in an insect cell line: ultrastructural and biochemical effects // *Tissue and Cell*. – 1999. – V. 31. – № 1. – P. 45–52.
15. Hamada T., Tanimoto A., Sasaguri Y. Apoptosis induced by cadmium // *Apoptosis*. – 1997. – V. 2. – № 4. – P. 359–367.
16. Bhattacharya M.H. Bioavailability of orally administered cadmium and lead to the mother, fetus and neonate during pregnancy and lactation: an overview // *Sci. Total. Environ.* – 1983. – V. 28. – P. 327–342.
17. Frame M.D., Milanick M.A. Mn and Cd transport by the Na-Ca exchanger of ferret red blood cells // *Am. J. Physiol.* – 1991. – V. 261. – № 3 (Pt. 1). – P. 467–475.
18. Lou M., Garay R., Alda J.O. Cadmium uptake through the anion exchanger in human red blood cells // *J. Physiol.* – 1991. – V. 443. – № 11. – P. 123–136.
19. Al-Nasser Ibrahim A. Cadmium hepatotoxicity and alteration of the mitochondrial function // *J. Toxicol. Clin. Toxicol.* – 2000. – V. 38. – № 4. – P. 407–413.
20. Foulkes E.C. On the mechanism of cellular cadmium uptake // *Biol. Trace. Elem. Res.* – 1989. – V. 21. – № 4. – P. 195–200.
21. Min K.S., Ohyanagi N., Ohta M., et al. Effect of erythropoiesis on splenic cadmium-metallothionein level following an injection of CdCl₂ in mice // *Toxicol. Appl. Pharmacol.* – 1995. – V. 134. – № 2. – P. 235–240.
22. Tanaka K., Min K. S., Onosaka S., et al. The origin of metallothionein in red blood cells // *Toxicol. Appl. Pharmacol.* – 1985. – V. 78. – № 1. – P. 63–68.
23. Левина Э.Н. Общая токсикология металлов. – Л.: Наука, 1982. – 168 с.

Поступила 15.03.2010 г.

УДК 621.039.75.16

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ ПРИ НАГНЕТАНИИ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ЖИДКИХ РАДИОАКТИВНЫХ ОТХОДОВ В ПЛАСТ-КОЛЛЕКТОР

Т.Ю. Заведий

ОАО «Сибирский химический комбинат», г. Северск
E-mail: taras_zavediy@mail333.com

Приведен модельный расчет температурного поля и показан пример определения коэффициента межфазного распределения для изотопа ¹³⁷Cs по результатам решения обратной задачи теплофизики. Особенностью расчета является то, что для решения не требуется информации о первоначальной активности удаленных в пласт-коллектор растворов жидких радиоактивных отходов. Входными параметрами решения обратной задачи являются только эффективная мощность пласта-коллектора, время наступления максимума температурного разогрева геологической среды в контрольной скважине и расстояние от нагнетательной скважины.

Ключевые слова:

Коэффициент межфазного распределения, скважинная термометрия, радиогенный разогрев пласта-коллектора, сорбция радионуклидов на породе.

Key words:

Interfacial distribution coefficient, well temperature logging, radiogenic heating of aquifer, sorption of radionuclides at rocks.

Впервые задача, связанная с тепловыделением при захоронении в геологическую среду жидких радиоактивных отходов (ЖРО), была сформулирована в [1]. Физико-химические условия захоронения ЖРО, взаимодействие отходов с пластовыми водами, условия сорбции на вмещающих породах, изложены в работе [2]. Аналитические решения для температурного поля в сферической системе координат были рассмотрены в [3, 4]. Наиболее адекватными, в свое время, являлись аналитические решения в цилиндрической системе координат, предложенные научным коллективом ВНИПИПТ, г. Москва, 1975 г. Недостатками большинства предложенных ранее решений являются пренебрежение рядом физических процессов, таких как: конвективный перенос дополнительного тепла пластовой жидкостью и нагнетаемыми растворами, зависимость теплофизических параметров пород от температуры, анизотропия теплопроводности в вертикальном и латеральном направлениях. При моделировании процессов подземного

захоронения ЖРО особое внимание должно уделяться именно учету сорбции на минеральном скелете породы. Эти процессы, наряду с удельной активностью ЖРО, являются определяющими факторами величины теплового разогрева вмещающей геологической среды. В работе [5] выполнен наиболее полный учет физико-химических, радиационных и тепловых процессов при нагнетании технологических ЖРО в радиально изотропный пласт-коллектор.

С 1963 г. на полигоне подземного захоронения Сибирского химического комбината (СХК, г. Северск, Томская обл.) выполняется промышленное нагнетание щелочных технологических ЖРО. Фоновые значения естественного температурного поля $T_{\text{фон}}$ на участке захоронения в интервале эксплуатационного горизонта 16...17 °С (глубины 310...340 м). С учетом технологических ограничений значения удельной активности захораниваемых ЖРО, для моделирования принимается диапазон изменения расчетной температуры пласта в ин-

тервале 15...200 °С. Наибольшую долю первоначальной активности технологических щелочных ЖРО составляет изотоп ^{137}Cs . Следовательно, по истечении нескольких лет, когда короткоживущие компоненты ($T_{1/2} < 1$ г) претерпят существенный распад, основной вклад в тепловыделение будет давать только изотоп ^{137}Cs .

Целью работы является решение обратной задачи — по наблюдаемой динамике максимального значения (с каротажной термограммы) температурного поля определить коэффициент межфазного распределения k_d для изотопа ^{137}Cs . Определение фактического коэффициента межфазного распределения ^{137}Cs в пластовых условиях имеет существенную практическую значимость при организации безопасности бурения новых технологических скважин на действующем хранилище.

Расчетная схема моделирования температурного поля в пласте-коллекторе и распределение радионуклидного тепловыделяющего компонента ЖРО представлены на рис. 1. Моделируемая область представляет собой радиально-изотропный проницаемый пласт-коллектор, ограниченный сверху и снизу водоупорами. Фильтрат отходов распространяется в результате непрерывного нагнетания в цилиндрическом объеме в пределах пласта-коллектора. Учет физико-химических процессов сорбции выполнен путем введения фактора задержки R или безразмерного коэффициента межфазного распределения k_d [6]. На рис. 1 приняты следующие обозначения $A_{уд}$ — удельная β -активность (далее по тексту — активность) радионуклидов геологической среды, Ки/дм³; H — мощность пласта, м; q — расход непрерывного нагнетания, м³/с; $r_{fr}(t)$ — положение границы фронта вытеснения пластовых вод фильтратом ЖРО в момент времени t , м, рассчитывается по формуле вытеснения объема

$$\begin{aligned} \text{при } t < t_e, \quad r_{fr}(t) &= \sqrt{\frac{qt}{\pi m H}}, \\ \text{при } t > t_e, \quad r_{fr}(t) &= \sqrt{\frac{qt_e}{\pi m H}}; \end{aligned} \quad (1)$$

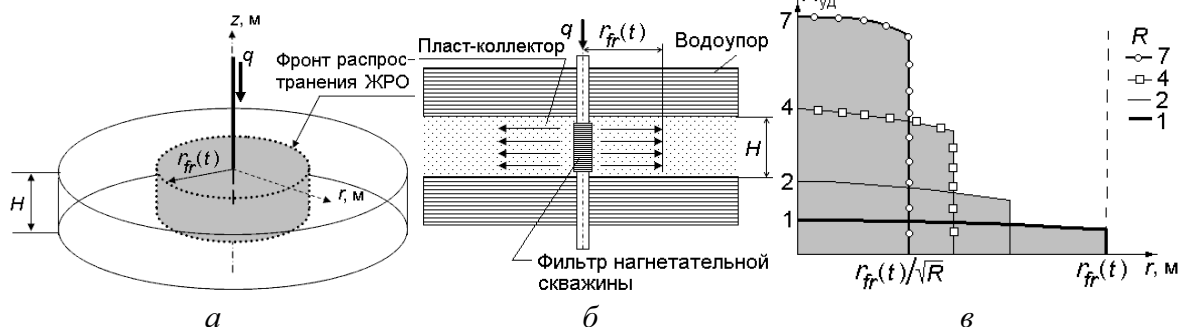


Рис. 1. Схемы расчетной модели пласта, учета распада, сорбции радионуклидов в пласте: а) пространственной цилиндрической модели пласта-коллектора; б) вертикального строения пласта-коллектора; в) замедления радиальной миграции радионуклида вследствие сорбции

t_e — длительность периода нагнетания ЖРО (период эксплуатации); R — фактор задержки радионуклида за счет физико-химических процессов сорбции в геологической среде

$$R = 1 + \frac{k_d}{m}; \quad (2)$$

m — эффективная пористость пласта-коллектора.

Температурная зависимость теплопроводности глин, песчаников, мергелей в интервале значений температуры 0...300 °С подчиняется эмпирическому выражению [7]

$$\lambda(T) = \lambda_1 + (\lambda_1 - 1,38) \cdot \left(e^{\frac{0,725 \cdot (T-293,15)}{T+403,15}} - 1 \right),$$

где λ_1 — теплопроводность пород при $T=293$ К, Вт/(м·°С); T — температура пород, К.

С повышением температуры в интервале 0...300 °С объемная теплоемкость вышеперечисленных осадочных пород возрастает. В [7] приводится зависимость изменения от температуры объемной теплоемкости пород в пределах до 500 °С в виде простой линейной зависимости с температурным коэффициентом около $\beta=3 \cdot 10^{-3}$ 1/°С.

$$C(T) = C_0(1 + \beta T),$$

где C_0 — объемная теплоемкость при 0 °С; T — температура пород, °С.

Прямое определение средней теплопроводности пород в вертикальном направлении λ_z на полигоне подземного захоронения СХК выполнено в работе [8] по имеющимся материалам геофизических исследований методом скважинной термометрии с учетом палеоклиматической поправки [9]. В результате получено среднее значение $\lambda_z=1,48$ Вт/(м·°С) (для значений температуры около 15 °С). На основании исследования термоградиентограмм геофизических скважин полигона подземного захоронения ЖРО определена также радиальная теплопроводность в наиболее проницаемых интервалах эксплуатационных горизонтов, значение которой в среднем на 20 % больше чем λ_z , т. е. в радиальном направлении $\lambda_r=1,74$ Вт/(м·°С).

Расчетное определение значения объемной теплоемкости водонасыщенных осадочных пород выполнено по зависимости, изложенной в [7] с учетом общей пористости, равной 0,2, и объемной теплоемкости минерального скелета пород $C_{ск}=1,6 \cdot 10^6$ Дж/(м³·°C) [10], и дает результат $C_v=2,1 \cdot 10^6$ Дж/(м³·°C). Таким образом, с учетом (3) и (4) в принятом выше диапазоне значений температуры от 15 до 200 °C радиальная теплопроводность $a=\lambda_r/C_v$ осадочных горных пород на исследуемом участке будет меняться от $0,79 \cdot 10^{-6}$ до $0,5 \cdot 10^{-6}$ м²/с. В дальнейшем, для учета зависимости теплофизических параметров геологической среды от температуры, принимаются средние значения a, λ_r, C_v в интервале температур 15...200 °C: $a=0,61 \cdot 10^{-6}$ м²/с, $\lambda_r=1,7$ Вт/(м·°C), $C_v=2,73 \cdot 10^6$ Дж/(м³·°C). Коэффициент анизотропии теплопроводности $k=\lambda_r/\lambda_z$ принят равным 1,2.

Температурное поле в пласте-коллекторе является суперпозицией двух полей: конвективного – $T_k(r, z, t)$, вызванного теплопереносом избытка или недостатка тепла в пласт с нагнетаемыми ЖРО, и радиогенного – $T_r(r, z, t)$, обусловленного тепловыделением в результате радиоактивного распада β -активных компонентов ЖРО. Далее по тексту под термином температурное поле подразумевается аномальное температурное поле, т. е. отклонение от естественных фоновых значений пластовой температуры, а фоновое значение принято за 0 °C.

Решение для $T_k(r, z, t)$ разбивается на две части: в пласте $T_1(r, z, t)$ и за его пределами $T_2(r, z, t)$. Задача сводится к решению системы двух дифференциальных уравнений теплопроводности в частных производных второго порядка параболического типа (при $t < t_e$).

$$\begin{cases} C_v \frac{\partial T_1}{\partial t} = \lambda_r \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_1}{\partial r} \right) + \lambda_z \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2} - C_w V_\phi(r) m \frac{\partial T_1}{\partial r}, \\ \text{при } |z| \leq H/2; \\ C_v \frac{\partial T_2}{\partial t} = \lambda_r \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_2}{\partial r} \right) + \lambda_z \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2}, \text{ при } |z| > H/2; \end{cases} \quad (3)$$

- условия на границах пласта и водоупора $T_1(r, z, t)_{z=H/2} = T_2(r, z, t)_{z=H/2}$;
- начальные условия $T_1(r, z, t)_{t=0} = 0, T_2(r, z, t)_{t=0} = 0$;
- условие на бесконечности $T_1(r \rightarrow \infty, z < H, t) = 0$ и $T_2(r, z \rightarrow \infty, t) = 0, T_2(r \rightarrow \infty, z, t) = 0$;
- условие на скважине $T_1(0, |z| < H/2, t) = F(t)$, например, $F(t) = T_0$,

где C_w – теплоемкость нагнетаемой пластовой жидкости (фильтрат ЖРО), Дж/(м³·°C); $V_\phi(r)$ – скорость фильтрации в радиальном направлении, м/с,

$$V_\phi(r) = \frac{q}{2\pi m H r},$$

позволяет определить долю конвективного теплового потока на расстоянии r от скважины.

Упрощенные решения системы дифференциальных уравнений (3) были в разное время полу-

чены многими исследователями [11]. Подобные решения получены при введении различных упрощений и допущений. Самое главное из них состоит в пренебрежении кондуктивным радиальным распространением тепла, что более чем оправданно, т. к. радиальный конвективный поток тепла даже на большом расстоянии от скважины опережает и в несколько раз превосходит кондуктивный радиальный поток. Второе упрощение – это описание теплопотерь в кровлю и подошву пласта по закону Ньютона с переменным по времени коэффициентом теплообмена, как от торцов стержня [12]. Таким образом, считается, что в период нагнетания (эксплуатации скважины) потеря тепла будет происходить только по направлению вертикальной оси z . Также вводится и третье упрощение – рассмотрение вертикального профиля температуры в пласте как среднее и постоянное значение, изменяющееся только по радиусу от нагнетательной скважины.

Температурный профиль по вертикали в пласте будет отличаться от постоянного значения возле кровли и подошвы, поэтому рассмотрение изменяющейся средней температуры по радиусу, но постоянной на выделенном радиусе по оси z в пределах пласта, дает возможность получить приближенное решение системы дифференциальных уравнений (3). На основании анализа выше приведенных упрощений и выкладок, изложенных в [11], с использованием математической модели решения Х.А. Ловерье [18], автором статьи получено приближенное решение для $T_k(r, z, t)$, где путем применения функции единичной ступени

$$\chi(x) = \begin{cases} 1, x \geq 1 \\ 0, x < 0 \end{cases}$$

два решения $T_1(r, z, t)$ и $T_2(r, z, t)$ компактно объединены сразу в $T_k(r, z, t)$. Решение дано в удобных безразмерных единицах:

- безразмерный радиус

$$\tilde{r} = r/r_{\max}, \quad r_{\max} = r_{fr}(t_e) = \sqrt{\frac{q t_e}{\pi m H}},$$

- безразмерная глубина $\tilde{z} = z/H$,
- безразмерное время $\tilde{t} = t/t_e$.

При $t < t_e$ решение выглядит следующим образом

$$\begin{aligned} \tilde{f}(\tilde{r}, \tilde{z}, \tilde{t}) &= \frac{T_k(\tilde{r}, \tilde{z}, \tilde{t})}{T_0} = \\ &= e^{-\sqrt{Fo_z} \frac{2\tilde{r}^2}{\sqrt{\pi(\tilde{t}-\tilde{r}^2)}}} \operatorname{erfc} \left(\frac{(|\tilde{z}|-1/2)\chi(|\tilde{z}|-1/2)}{2\sqrt{Fo_z}(\tilde{t}-\tilde{r}^2)} \right), \quad \tilde{r}^2 \leq \tilde{t}, \end{aligned}$$

где T_0 – аномалия температуры растворов ЖРО над фоновыми значениями при поступлении в пласт, °C; Fo_z, Fo_r – критерии Фурье для вертикального и радиального направлений теплопереноса соответственно

$$Fo_z = \frac{at_e}{kH^2}, \quad Fo_r = \frac{at_e}{r_{\max}^2},$$

$\operatorname{erfc}(x)$ – дополнительная функции ошибки, с нормировкой интеграла вероятности.

$$\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt, \quad \operatorname{erfc}(0) = 1.$$

При $t > t_e$ решение берется из [13], как остывающее температурное поле с начальным распределением температуры, отличным от 0 (координаты выбраны так, что $z=0$ в середине пласта)

$$\begin{aligned} \frac{T_K(\tilde{r}, \tilde{z}, \tilde{t})}{T_0} &= \frac{\pi}{4Fo_r \sqrt{Fo_z} (\sqrt{\pi(\tilde{t}-1)})^3} \times \\ &\times \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{(\tilde{z}-\tilde{\zeta})^2}{4Fo_z(\tilde{t}-1)}} d\tilde{\zeta} \int_0^1 e^{-\frac{(\tilde{r}^2+\tilde{\rho}^2)}{4Fo_r(\tilde{t}-1)}} \times \\ &\times I_0\left(\frac{2\tilde{r}\tilde{\rho}}{4Fo_r(\tilde{t}-1)}\right) \tilde{f}(\tilde{\rho}, \tilde{\zeta}, 1) \tilde{\rho} d\tilde{\rho}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\tilde{\zeta}$, $\tilde{\rho}$ – вспомогательные переменные интегрирования, математически подобные \tilde{z} , \tilde{r} соответственно.

Для радиогенной составляющей температурного поля $T_R(r, z, t)$ условие задачи записывается в виде системы двух дифференциальных уравнений теплопроводности

$$\begin{cases} C_v \frac{\partial T_R^I}{\partial t} = \lambda_r \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_R^I}{\partial r} \right) + \lambda_z \frac{\partial^2 T_R^I}{\partial z^2} - \\ - C_w V_\phi(r) m \cdot \frac{\partial T_R^I}{\partial r} + m \sum_{i=1}^P \gamma_i A_i R_i F_i(r, z, t), \quad t \leq t_e; \\ C_v \frac{\partial T_R^{II}}{\partial t} = \lambda_r \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_R^{II}}{\partial r} \right) + \lambda_z \frac{\partial^2 T_R^{II}}{\partial z^2} + \\ + m \sum_{i=1}^P \gamma_i A_i R_i F_i(r, z, t), \quad t > t_e; \end{cases} \quad (5)$$

- начальное условие
 $T_R^I(r, z, t)_{t=0} = 0;$
- условия на бесконечности
 $T_R^I(r \rightarrow \infty, z, t) = 0, \quad T_R^I(r, z \rightarrow \infty, t) = 0;$
 $T_R^{II}(r \rightarrow \infty, z, t) = 0, \quad T_R^{II}(r, z \rightarrow \infty, t) = 0;$
- условие на скважине
 $T_R^I(r=0, |z| < H/2, t) = 0;$
- условие затухания
 $T_R^{II}(r, z, t \rightarrow \infty) = 0;$
- условие сопряжения решений
 $T_R^I(r, z, t_e) = T_R^{II}(r, z, t_e).$

где A_i – удельная активность i -го радионуклида, в составе нагнетаемых в пористый пласт ЖРО, Ки/м³; γ_i – среднее энерговыделение i -го радионуклида на 1 Ки, Вт/Ки; R_i – фактор задержки i -го радионуклида (2); P – число радионуклидов в составе отходов, в настоящей работе рассматривается только один радионуклид – ¹³⁷Cs, поэтому $P=1$; $F_i(r, z, t)$ – безразмерная функция пространственно-временного распределения источников тепловыделения для i -го радионуклида.

Для момента времени $t > t_e$ по [13] получается точное аналитическое решение системы дифференциальных уравнений (5), а для случая $t < t_e$ автором статьи получено собственное упрощенное решение. Приближенный учет искажающего воздействия конвекции на функцию распределения источников энерговыделения выполнен автором статьи путем вычисления доли радиального кондуктивного теплового потока по отношению к конвективному через число Пекле (Pe). Тогда удельное энерговыделение в период эксплуатации в области распространения фильтрата ЖРО будет обратно пропорционально $(1+Pe)$ по отношению к значению энерговыделения при отсутствии конвективного потока тепла. Решения $T_R^I(r, z, t)$, $T_R^{II}(r, z, t)$ объединены в общее решение $T_R(r, z, t)$, которое запишется в виде

$$\begin{aligned} \frac{T_R(\tilde{r}, \tilde{z}, \tilde{t})}{T_c} &= \frac{1}{4Fo_r \sqrt{Fo_z}} \times \\ &\times \int_0^{\tilde{t}} \int_{-1/2}^{+1/2} e^{-\frac{(\tilde{z}-\tilde{\zeta})^2}{4Fo_z(\tilde{t}-\tilde{\tau})}} \frac{\tilde{r}_\rho(\tilde{\tau})}{\sqrt{R}} e^{-\frac{(\tilde{r}^2+\tilde{\rho}^2)}{4Fo_r(\tilde{t}-\tilde{\tau})}} \times \\ &\times I_0\left(\frac{2\tilde{r}\tilde{\rho}}{4Fo_r(\tilde{t}-\tilde{\tau})}\right) \tilde{F}(\tilde{\rho}, \tilde{\zeta}, \tilde{\tau}) \tilde{\rho} d\tilde{\rho} d\tilde{\tau}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $T_c = \frac{m\gamma R a t_e}{\lambda_r}$ – характеристическая температура, °С; A – в Ки/м³; \tilde{t} – вспомогательная переменная интегрирования, математически подобная t – безразмерная функция пространственно-временного распределения источников тепловыделения

$$\begin{aligned} \tilde{F}(r, z, t) &= \\ &= \left(e^{-\Lambda(R\tilde{r}^2 + (\tilde{t}-1)\chi(\tilde{t}-1))} \left[\chi(\tilde{t}-1) + \frac{1}{1+\theta_{Pe}/(\tilde{r})} \chi(1-\tilde{t}) \right] \right) \times \\ &\times \chi\left(\frac{\tilde{r}_\rho(t)}{\sqrt{R}} - \tilde{r}\right) \chi\left(\frac{1}{2} - |\tilde{z}|\right), \end{aligned}$$

где $\Lambda = \lambda t_e$; λ – постоянная распада источника тепловыделения, с⁻¹ (не путать с λ_r и λ_z);

$Pe(r) = \frac{mC_w H V_\phi(r)}{C_v a}$ – число Пекле для условий

данной задачи; $\theta_{Pe} = \frac{C_w q}{2C_v \pi a r_{\max}}$ – коэффициент,

рассчитанный с учетом $V_\phi(r)$ через число Пекле $Pe(r)$, является множителем при обратно пропорциональной зависимости от r доли кондуктивного теплового потока к конвективному тепловому потоку в радиальном направлении.

Результаты расчета температурного поля $T_R(r, z, t)$ на рис. 3 получены при следующих исходных данных: $q=100$ м³/сут, $t_e=5$ л, $H=8$ м, $k_d=5$, изо-

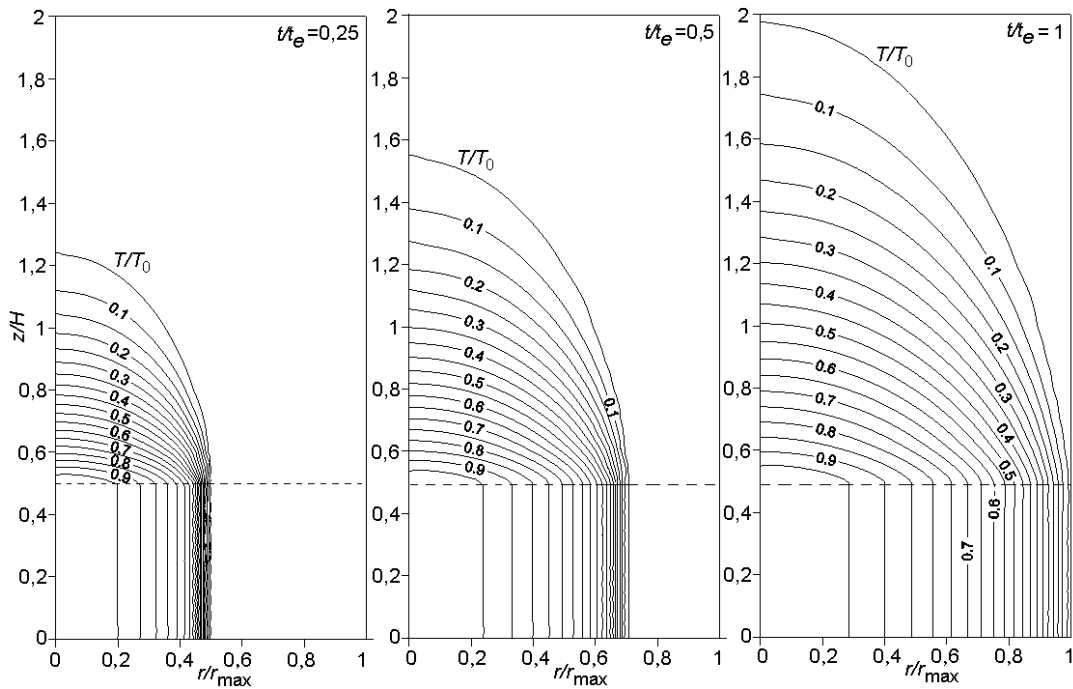


Рис. 2. Решения для $T_K(r, z, t)$ при различных значениях времени $t \leq t_e$

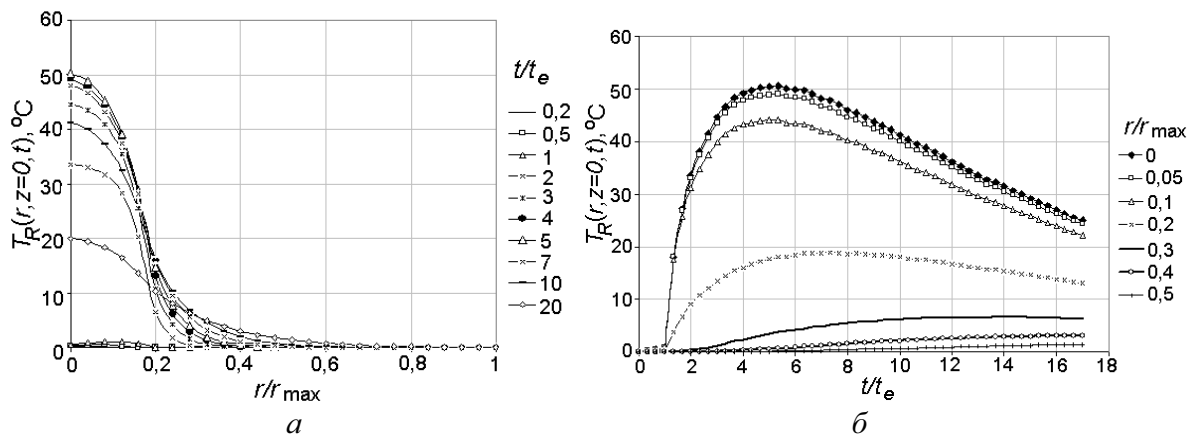


Рис. 3. Результаты модельного расчета для $T_R(r, z, t)$; а) Радиальный профиль температурного поля в центре пласта $z=0$; б) Временной профиль максимума температурного поля в центре пласта $z=0$ на различных расстояниях от нагнетательной скважины

топ ^{137}Cs , $\gamma=4,41$ Вт/Ки [6], $A=0,1$ Ки/л, $m=0,18$, $a=0,61 \cdot 10^{-6}$ м²/с, $r_{\text{max}}=200$ м. На рис. 3, а, изображен радиальный профиль температурного поля $T_R(r, z=0, t=\text{var})$ в различные моменты времени. На рис. 3, б, изображен временной профиль в центре пласта $T_R(r=\text{var}, z=0, t)$ при различных значениях радиуса от нагнетательной скважины. Решения (4) и (6) получены методом численного интегрирования Симпсона, с разбиением координат интегрирования ρ , ζ , τ на 160 равных отрезков в программном приложении, разработанном автором.

Результирующее температурное поле в пласте-коллекторе вокруг нагнетательной скважины является

$$T(r, z, t) = T_K(r, z, t) + T_R(r, z, t),$$

т. е. суперпозиция $T_K(r, z, t)$ и $T_R(r, z, t)$, исходя из решения методом мгновенных источников тепла [13] для случая, отличного от нуля начального распределения температурного поля с наложением температурного поля от тепловыделяющих источников.

Определение среднего радиального коэффициента распределения k_d для радионуклида ^{137}Cs

Во многих контрольных скважинах участка подземного захоронения технологических ЖРО СХК регистрируются температурные аномалии разной амплитуды. Однако пригодной для решения поставленной задачи оказывается одна контрольная скважина (далее по тексту просто «скважина»), в которой сравнительно недавно (в 2005 г.) наблюдался максимальный разогрев пласта-кол-

лктора. Скважина расположена на очень небольшом расстоянии от нагнетательной скважины равном $r_{\text{набл}}=11$ м (с учетом глубины положения пласта-коллектора и инклинометрических данных). В нагнетательную скважину с 1985 по 1991 гг. было удалено около $1,8 \cdot 10^5$ м³ технологических щелочных ЖРО, основную долю β -активности которых составлял изотоп ^{137}Cs . Удачное сочетание этих условий дало возможность только методом скважинной термометрии определить реальный коэффициент межфазного распределения для ^{137}Cs непосредственно в условиях пласта-коллектора, причем без использования фактического среднего значения первоначальной удельной активности $A_{\text{уд}}$, удаленных в скважину ЖРО.

Решение поставленной задачи сводится к нахождению момента времени t_{max} прохождения значения максимального разогрева T_{max} пласта-коллектора (временной профиль температурного максимума – рис. 3, б) за весь постэксплуатационный период в выделенной точке пласта с пространственными координатами ($r=r_{\text{набл}}$, $z=0$). В рамках исследования полученного решения при варьировании значения мощности пласта-коллектора, разумно рассматривать зависимость $t_{\text{max}}(k_d, H)$, зафиксировав остальные исходные параметры.

В результате интерпретации по [14–16] полученных на СХК материалов комплекса методов скважинной геофизики, эффективная мощность пласта-коллектора на участке расположения контрольной и нагнетательной скважин определена равной 8 м. На рис. 4 показаны зависимости максимально возможной аномалии температуры за весь период развития результирующего температурного поля $T_{\text{max}}(k_d, H)$, при $r=r_{\text{набл}}$ и $z=0$, и момент времени прохождения максимума радиогенного разогрева $t_{\text{max}}(k_d, H)$, при $r=r_{\text{набл}}$ и $z=0$.

Зная среднюю первоначальную активность технологических щелочных ЖРО по ^{137}Cs и значение максимального разогрева пласта-коллектора, по

графику рис. 4, а, можно определить искомый k_d . Однако возможен и другой интересный вариант решения обратной задачи, когда для этого необходимо знать только мощность эквивалентного пласта-коллектора и момент времени наступления максимума разогрева от начала эксплуатации нагнетательной скважины. Для наглядности и сравнительного сопоставления с данными реальных температурных наблюдений, для решения рис. 4, а, активность растворов ЖРО с содержанием только ^{137}Cs в качестве примера взята равной 0,1 Ки/л из источника [17], где изложен осредненный радионуклидный состав технологических щелочных ЖРО аналогичного СХК радиохимического завода в г. Железногорске (Красноярский край), что также совпадает по порядку величины с данными из [6].

Исходные данные, при которых получены результаты на рис. 4:

- расход непрерывного нагнетания
 $q=81$ м³/сут;
- период эксплуатации нагнетательной скважины
 $t_e=6$ л.;
- средняя температуропроводность геологической среды
 $a=0,61 \cdot 10^{-6}$ м²/с;
- объемная теплоемкость геологической среды
 $C_v=2,73 \cdot 10^6$ Дж/(м³·°C);
- коэффициент вертикальной анизотропии теплопроводности
 $k=1,2$;
- эффективная пористость
 $m=0,12$ [6];
- средняя аномалия температуры растворов ЖРО на входе в пласт (т. е. абсолютная температура 21 °C)
 $T_0=5$ °C;
- расстояние до нагнетательной скважины
 $r_{\text{набл}}=11$ м;
- удельная β -активность растворов ЖРО
 $A_{\text{уд}}=0,1$ Ки/л [17].

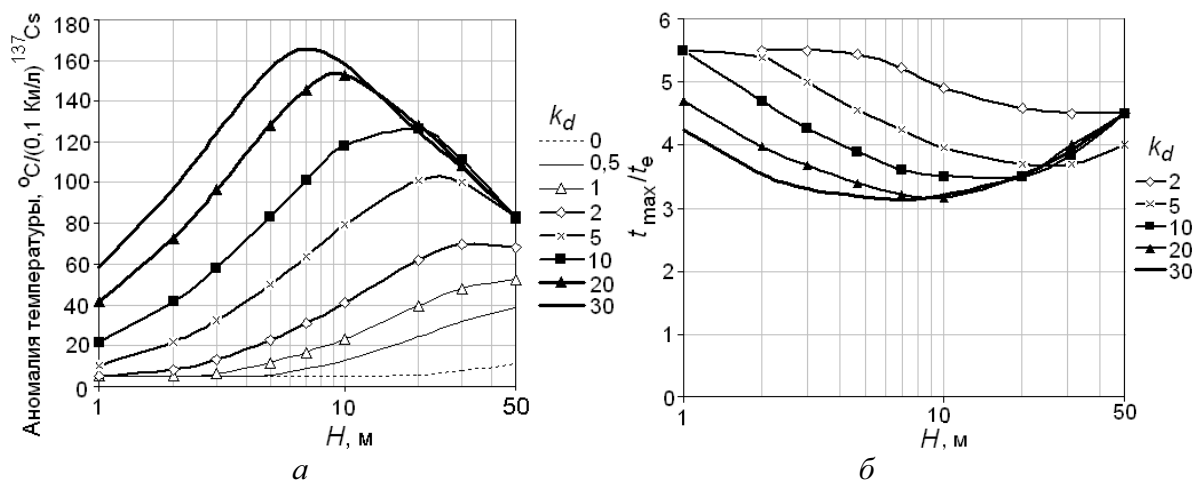


Рис. 4. Зависимости $t_{\text{max}}(k_d, H)$ и $T_{\text{max}}(k_d, H)$; а) Зависимость максимальной температуры $T_{\text{max}}(k_d, H)$ разогрева пласта-коллектора от мощности и коэффициента межфазного распределения k_d ; б) Зависимость $t_{\text{max}}(k_d, H)$ момента времени наступления максимума разогрева от мощности пласта-коллектора и коэффициента межфазного распределения k_d



Рис. 5. Динамика значения максимума абсолютного значения температурного поля в контрольной скважине и сравнение с модельной температурной кривой

По фактически наблюдаемой динамике изменения максимума (на каротажной термограмме) аномального температурного поля в контрольной скважине рис. 5, было получено абсолютное значение максимального разогрева пласта-коллектора равное 104°C , тогда с учетом фоновой температуры $T_{\text{фон}}=16^{\circ}\text{C}$, максимальная аномалия T_{max} будет равна 88°C . Наступление момента максимума разогрева геологической среды по контрольной скважине достоверно зафиксировано в 2004–2005 гг. с погрешностью измерения не хуже $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$, т. е. через $t_{\text{max}}=20$ л после начала эксплуатации нагнетательной скважины. С учетом $t_{\text{e}}=6$ л безразмерное время будет равно $t_{\text{max}}/t_{\text{e}}=0,33$.

Однако наиболее надежное решение поставленной в работе задачи может быть выполнено на ос-

новании зависимости рис. 4, б. Из графика коэффициент распределения k_d для ^{137}Cs при $H=8$ м будет определяться в диапазоне значений 15...20. В рамках консервативного подхода к геомиграции радионуклидов, коэффициент межфазного распределения следует принять равным 15 (граница нижнего диапазона значений). При принятой в расчете эффективной пористости $m=0,12$ фактор задержки R по (2) для $k_d=15$ будет равен 126. Полученное значение R удовлетворительно согласуется с результатами, изложенными в [6]. Расчетная кривая для условий скважины и определенного выше значения k_d удовлетворительно совпадает с результатами наблюдений за период 1997–2010 гг. на рис. 5.

Выводы

1. Выполнено моделирование аномального температурного поля при нагнетании технологических жидких радиоактивных отходов в пласта-коллектор. Математическая модель расчета аномальной температуры учитывает как конвективную составляющую теплопереноса от нагнетательной скважины, так и радиогенный разогрев геологической среды вследствие радиоактивного β -распада ^{137}Cs .
2. По результатам скважинной термометрии путем измерения момента времени максимального разогрева геологической среды показана принципиальная возможность определения радиального осредненного коэффициента межфазного распределения в пластовых условиях ^{137}Cs .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мальцев Е.П., Юдин Ф.П., Шамин В.С., Долгих П.Ф. Тепловой фактор в проблеме удаления жидких радиоактивных отходов // Атомная энергия. – 1962. – Т. 12. – № 1. – С. 36–39.
2. Спицын В.И., Балукова В.Д., Багрецов В.Ф. Физико-химические условия подземного захоронения радиоактивных отходов // Атомная энергия. – 1968. – Т. 24. – № 2. – С. 133–135.
3. Косарева И.М., Савушкина М.К., Архипова М.М., Волин Ю.М., Кабакчи С.А., Егоров Н.Н., Раков Н.А., Кудрявцев Е.Г. Температурное поле при глубинном захоронении жидких радиоактивных отходов // Атомная энергия. – 1998. – Т. 85. – № 6. – С. 441–448.
4. Косарева И.М., Савушкина М.К., Архипова М.М. и др. Температурное поле при глубинном захоронении жидких радиоактивных отходов: моделирование многоэтапного удаления // Атомная энергия. – 2000. – Т. 89. – № 6. – С. 435–440.
5. Ларин В.К., Зубков А.А., Балахонов В.Г., Сухоруков В.А., Жиганов А.Н., Носков М.Д., Истомин А.Д., Кеслер А.Г. Моделирование динамики радиационных и тепловых полей при глубинном захоронении жидких отходов // Атомная энергия. – 2002. – Т. 92. – № 6. – С. 451–455.
6. Рыбальченко А.И., Пименов М.К., Костин П.П. и др. Глубинное захоронение жидких радиоактивных отходов. – М.: ИздАТ, 1994. – 256 с.
7. Череминский Г.А. Прикладная геотермия. – Л.: Недра, 1977. – 224 с.
8. Заведий Т.Ю., Зубков А.А., Сухоруков В.А., Ерофеев Л.Я. К методике определения теплопроводности пород по данным скважинной термометрии // Проблемы и перспективы развития минерально-сырьевой базы и предприятий ТЭК Сибири: Матер. межрегион. научно-практ. конф. – г. Томск. – Томск: Изд-во ТПУ, 2007. – С. 117–125.
9. Голованова И.В., Валиева Р.Ю. Новые оценки амплитуды юрм-голоценового потепления на Южном Урале по геотермическим данным // Геологический сборник. – № 5. – ИГ УНЦ РАН. – Уфа: ДизайнПолиграфСервис, 2006. – С. 201–203.
10. Петрофизика: Справочник. В трех книгах. Кн. I. Горные породы и полезные ископаемые / под ред. Н.Б. Дортман. – М.: Недра, 1992. – 391 с.
11. Чекалюк Э.Б. Термодинамика нефтяного пласта. – М.: Недра, 1965. – 238 с.
12. Лыков А.В. Теория теплопроводности. – М.: Высшая школа, 1967. – 599 с.
13. Будак В.М., Тихонов А.Н., Самарский А.А. Сборник задач по математической физике. – М.: Наука, 1980. – 688 с.
14. Вендельштейн Б.Ю., Резванов Р.А. Геофизические методы определения параметров нефтегазовых коллекторов. – М.: Недра, 1978. – 318 с.
15. Новиков Г.Ф., Капков Ю.Н. Радиоактивные методы разведки. – Л.: Недра, 1965. – 758 с.
16. Вендельштейн Б.Ю. Исследование разрезов нефтяных и газовых скважин методом собственных потенциалов. – М.: Недра, 1966. – 206 с.
17. Кузнецов В.М. Ядерная опасность. Основные проблемы и современное состояние безопасности предприятий ядерно-топливного цикла Российской Федерации. Изд. 2-е, перераб. и доп. – М.: Эпицентр, 2003 // Сайт российской объединенной демократической партии «Яблоко». 2010. URL: <http://www.yabloko.ru/Publ/Atom/atom00016.html> (дата обращения: 26.01.2010).
18. Малофеев Г.Е., Мирсаатов О.М., Чоловская И.Д. Нагнетание в пласт теплоносителей для интенсификации добычи нефти и увеличения нефтеотдачи. – М.-Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», Институт компьютерных исследований, 2008. – 224 с.

Поступила 15.02.2010 г.